

SÉRIE A, N° 1947

N° D'ORDRE :

2814

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

CLAUDE MAGNAN

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE DES SPECTRES D'ÉNERGIE DES RAYONS β ET γ
DE GRANDES ÉNERGIES AU MOYEN DU SPECTRO-
GRAPHE A FOCALISATION MAGNÉTIQUE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 6 mars 1941 devant la Commission d'examen.

M. L. DE BROGLIE *Président.*

M^{me} JOLIO-CURIE. }
M. F. PERRIN..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1941



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 1947

N° D'ORDRE :

2814

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

CLAUDE MAGNAN

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE DES SPECTRES D'ÉNERGIE DES RAYONS β ET γ
DE GRANDES ÉNERGIES AU MOYEN DU SPECTRO-
GRAPHE A FOCALISATION MAGNÉTIQUE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 6 mars 1941 devant la Commission d'examen.

M. L. DE BROGLIE. *Président.*

M^{me} JOLIO-CURIE. }
M. F. PERRIN..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1941

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.
Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

<i>Professeurs honoraires.</i>	H. LEBESGUE.	VESSIOT.	WINTREBERT.
	Émile PICARD.	PORTIER.	DUBOSQ.
	Léon BRILLOUIN.	MOLLIARD.	BOHN.
	PÉCHARD.	LAPICQUE.	RABAUD.
	FREUNDLER.	G. BERTRAND.	CAULLERY.
	AUGER.	Ch. FABRY	J. PERRIN.
	DANGEARD.	Léon BERTRAND.	CARTAN.
	LESPIEAU.		

PROFESSEURS

Émile BOREL.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
A. COTTON.....	T Recherches physiques.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
J. DRACH.....	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	PRENANT.....	T Anatomie et Histologie comparées.
Charles PÉREZ....	T Zoologie.	VILLEY.....	Mécanique physique et ex- périmentale.
M. GUICHARD.....	T Analyse et mesures chi- miques.	COMBES.....	T Physiologie végétale.
Paul MONTEL.....	T Théorie des fonctions et Théorie des transforma- tions.	GARNIER.....	T Mathématiques générales.
L. BLARINGHEM..	T Botanique.	PÉRES.....	Mécan. théor. des fluides.
G. JULIA.....	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	HACKSPILL.....	T Chimie minérale.
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
A. DENJOY.....	T Géométrie supérieure.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
G. BRUHAT.....	T Physique théorique et phy- sique céleste.	CHAZY.....	T Mécanique rationnelle.
E. DARMOIS.....	T Enseignement de Physique.	H. GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
A. DEBIERNE.....	T Physique Générale et Ra- dioactivité.	CROZE.....	Recherches physiques.
A. DUFOUR.....	T Physique. (P. C. B.).	DUPONT.....	T Théories chimiques.
L. DUNOYER.....	Optique appliquée.	LANQUINE.....	T Géologie structurale et géologie appliquée.
A. GUILLIERMOND.	T Botanique.	VALIRON.....	Mathématiques générales.
M. JAVILLIER.....	T Chimie biologique.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.	MILLOT.....	Biologie animale (P.C.B.).
Ch. JACOB.....	T Géologie.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
P. PASCAL.....	T Chimie générale.	VAVON.....	Chimie organique.
M. FRÉCHET.....	T Calcul différentiel et Cal- cul intégral.	G. DARMOIS.....	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique
E. ESCLANGON....	T Astronomie.	CHATTON.....	T Biologie maritime.
M ^{me} RAMART-LUCAS	T Chimie organique.	AUBEL.....	Chimie biologique.
H. BÉGHIN.....	T Mécanique phys. et exp.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et géologie dynamique.
FOCH.....	T Mécanique expérimentale des fluides.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Ra- dioactivité.
PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.)	PLANTEFOL.....	Biologie végétale (P.C.B.).
De BROGLIE.....	T Théories physiques.	CABANNES.....	Enseignement de Physique.
		GRASSÉ.....	Biologie animale (P. C. B.).
		PRÉVOST.....	Chimie (P. C. B.).
		BOULIGAND.....	Mathématiques.
		CHAUDRON.....	Chimie (P. C. B.).

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.



A MONSIEUR MAURICE DE BROGLIE

*En témoignage de mes sentiments respectueux
et reconnaissants.*

A LA MÉMOIRE DE MON PÈRE

ÉTUDE DES SPECTRES D'ÉNERGIE DES RAYONS β ET γ DE GRANDES ÉNERGIES AU MOYEN DE SPECTROMÈTRE A FOCALISATION MAGNÉTIQUE

Par CLAUDE MAGNAN

INTRODUCTION

Les photons γ que nous nous proposons d'étudier auront des quanta d'énergie d'au moins 1 million d'électrons-volts et pouvant aller jusqu'à 60 millions d'électrons-volts. Pour de telles énergies voyons ce que deviennent les méthodes de mesures utilisées pour l'étude des rayons X et les rayons γ d'énergies moyennes.

1. **Méthode du cristal tournant.** — Cette méthode a pu en dernière limite être appliquée, par exemple, à la mesure de la longueur d'onde du rayonnement γ du spectre du radiothorium et de ses dérivés par J. Thibaud. Ce dernier trouva des longueurs d'ondes allant jusqu'à $0,052 \text{ \AA}$, auxquelles correspond une énergie de 236 eKv. M. Frilley a pu, par cette méthode, aller jusqu'à $\lambda = 0,016 \text{ \AA}$ soit 770 000 électrons-volts en énergie, dans le spectre RaC. Dans ce dernier exemple l'angle de diffraction atteint 9,8 minutes. La séparation entre le faisceau direct et le faisceau diffracté devient extrêmement difficile et entraîne des dimensions exagérées

des appareils, ayant comme conséquence l'emploi de sources intenses. Nous verrons dans l'étude des phénomènes nucléaires artificiels surtout étudiés que les sources productrices de rayons γ seront toujours très faibles.

Pour ces diverses raisons, les méthodes purement cristallines ne pourront pas être envisagées. Elles ont pourtant l'avantage considérable de donner directement la valeur de la longueur d'onde sans avoir à tenir compte de l'interaction du rayonnement avec la matière et des hypothèses que cela entraîne.

2. Méthodes reposant sur l'interaction des γ avec la matière. — Les rayons γ interagissent sur la matière et donnent naissance à divers phénomènes, dont certains ont déjà été étudiés au moyens des rayons X produits artificiellement.

L'interaction des rayons γ avec la matière est surtout une interaction avec les électrons. Nous distinguerons trois processus : a) l'effet photo-électrique ; b) la diffusion ; c) la création de paires d'électrons-positons.

3. Effet photo-électrique. — Dans l'effet photo-électrique, qui ne peut être interprété qu'au moyen de la mécanique quantique, un quantum $h\nu$ transfère son énergie totale à un électron d'une couche extérieure d'un atome. Cet électron est éjecté avec une énergie cinétique :

$$T = h\nu - W_i$$

où W_i est l'énergie nécessaire pour ioniser l'atome dans le niveau quantique correspondant. Les énergies W_i sont données immédiatement pour les différentes couches électroniques par les limites d'absorption K, L₁, L₂, ... des rayons X.

Il est important d'observer qu'une des conditions nécessaires pour l'effet photo-électrique est que l'électron doit être lié au noyau, qui prend le mouvement nécessaire pour la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie.

4. Spectrographe à focalisation magnétique. — Il existe une méthode pour mesurer la fréquence d'un rayonnement X ou γ au moyen des photo-électrons arrachés à un radiateur. Il s'agit du spectrographe à focalisation magnétique.

Ce dispositif, employé par M. Maurice de Broglie ⁽¹⁾ pour l'étude des spectres X caractéristiques des divers éléments, lui a permis de mesurer avec précision les énergies correspondant aux différents niveaux électroniques de l'atome. Il fut aussi utilisé par J. Thibaud ⁽²⁾ pour l'étude du rayonnement γ de divers radio-éléments naturels.

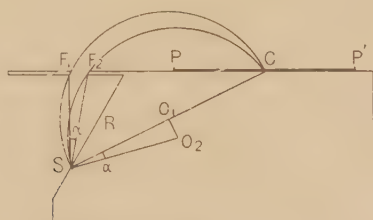


Fig. 1.

R radiateur, émetteur de photo-électrons, formé de la substance étudiée.

PP' plaque photographique.

F₁F₂ fente de collimation.

Nous rappellerons brièvement son principe, car c'est sur lui que repose le spectrographe que nous avons réalisé pour l'étude du rayonnement des radio-éléments artificiels et que nous décrirons dans ce travail.

Les rayons issus de S et incurvés en cercle par le champ magnétique uniforme perpendiculaire au plan de la figure, traversent la fenêtre F₁F₂ et sont reçus sur une plaque photographique PP' en un point C. L'électron qui passe par le point F₁ de la fenêtre tombe sur la plaque en C, qui est

⁽¹⁾ M. DE BROGLIE. *Journal de Physique et le Radium* [VI], 2 (1921), 265.

⁽²⁾ J. THIBAUD. *Thèse*, Paris, 1925.

diamétralement opposé à S. Des cercles de rayons R_1 et R_2 et de centre O_1 et O_2 passant en F_1 et F_2 tombent au point C au deuxième ordre près. Le point C est une sorte de foyer par rapport à S.

Considérons en effet l'angle $\widehat{O_1SO_2} = \alpha$ on peut écrire :

$$R_2 = R_1 \cos \alpha.$$

$$\text{ou } R_2 = R_1 \left(1 - \frac{\alpha^2}{2} \right) \text{ au deuxième ordre près.}$$

On pourra considérer $R_2 = R_1$ et par suite supposer que la convergence se fait exactement en C, à l'approximation :

$$\frac{\alpha^2}{2} \cdot R_1.$$

Or l'angle $\widehat{F_1SF_2} = \alpha$.

Appelons $a = F_1F_2$ et $l = SF_1$.

On aura une approximation ε si :

$$R \frac{a^2}{2l^2} = \varepsilon$$

$$\sqrt{\frac{R}{2}} \cdot \frac{a}{l} = \sqrt{\varepsilon}.$$

Ceci caractérise la largeur du diaphragme F_1F_2 par rapport aux conditions géométriques SF_1 , R et F_1C . Cela étant posé, la connaissance de l et de $F_1C = \varepsilon$ permettra de connaître R . $F_1C = \varepsilon$ se mesure avec précision sur la plaque photographique, l est une dimension de construction et peut être connue avec précision.

La connaissance de R et du champ uniforme, mesuré par des méthodes classiques (fluxmètre Grassot et bobine exploratrice étalonnée. Balance de Cotton), permettra de connaître la vitesse v de l'électron tombant en C. En effet on a :

$$v = RH.e/m$$

avec :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \text{ masse relativiste.}$$

D'où :

$$v^2 = \left(\frac{RHe}{m_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{RHe}{m_0} \right)^2}$$

On aura l'énergie cinétique par :

$$W = m_0 \cdot c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right]$$

où la valeur de v mesurée sera portée dans $\beta = \frac{v}{c}$.

En définitive la relation d'Einstein :

$$h\nu = W + W_i$$

donnera W_i si W et $h\nu$ sont connus ou $h\nu$ si W et W_i le sont.

5. Effet de diffusion. — Un photon d'énergie $h\nu$ entre en collision avec un électron, initialement au repos, et est dévié à partir de sa direction initiale. Dans ce processus, puisque le photon communique un certain mouvement et par suite une certaine énergie à l'électron, le quantum diffusé



Fig. 2.

aura une énergie plus petite que le quantum incident. La diffusion sera donc toujours associée à une chute de fréquence (effet Compton). Dans le cas d'électron lié, outre cette diffusion avec changement de fréquence, il se présentera aussi une diffusion sans changement de fréquence, qui est responsable de l'interférence des rayons X dans les cristaux. Sur ce dernier phénomène est basée la mesure des fréquences par le cristal tournant. Nous avons vu plus haut que les angles deviennent très petits pour de grandes fréquences.

L'étude de l'absorption et de la diffusion des rayons γ est compliquée par la difficulté de séparer les deux types de phénomènes et dépend dans le dernier cas des conditions géométriques.

Le calcul classique de Compton aboutit à :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2}}{1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{h\nu_0}{m_0c^2}$$

$$\frac{W}{h\nu_0} = \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}$$

qui donne la perte de fréquence pour un angle θ donné et l'énergie cinétique de l'électron de choc pour un angle φ donné.

L'électron est toujours projeté sous un angle aigu par rapport à la direction du quantum initial.

La mesure d'une fréquence ν_0 par la méthode de Compton et avec un spectrographe à focalisation magnétique, où serait envisagée une autre méthode que la plaque photographique, conduirait à prendre un angle φ le plus petit possible. On voit en effet que $\frac{W}{h\nu_0} = \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha}$ pour $\varphi = 0$ et que pour $\alpha = 1$ (γ de $h\nu = 0,511$ Mev) on aurait $h\nu = 3/2 \cdot W$. Nous verrons que, pour de vraiment grandes fréquences ($h\nu > 5$ Mev) l'absorption par effet Compton devient petite devant l'absorption due aux créations de paires (voir fig. 3).

6. Création de paires d'électrons-positons. — Le dernier type d'interaction des rayons γ avec la matière est un phénomène typique de mécanique quantique, qui n'a pas d'analogie classique : il s'agit de la création de paires d'électrons-positons au voisinage du noyau.

Avant tout nous rappellerons quelques conséquences de la théorie relativiste de Dirac.

Il a montré qu'une équation d'onde relativiste pour l'électron ne peut être obtenue que si on suppose que l'électron existe dans deux formes d'état quantique, une d'énergie positive comprenant l'énergie propre et l'autre d'énergie négative. Plus précisément il a trouvé que les valeurs propres possibles pour l'énergie de l'électron libre étaient soit plus

grandes que mc^2 soit plus petites que $-mc^2$, tandis qu'il n'existe pas d'énergie possible pour l'électron entre ces deux limites. Des électrons dans des états d'énergie positive se conduiraient de la manière ordinaire, alors que les électrons dans les états d'énergie négative montreraient des propriétés qui ne correspondent à aucun fait expérimental. Toutefois, Dirac suppose que les états d'énergie négative ont une signification physique, mais qu'ils sont tous occupés ordinairement au sens du principe de Pauli. Puisqu'il existe un nombre infini d'états d'énergie négative même dans un volume fini nous devons admettre dans tout l'espace une densité infinie d'électrons dans des états d'énergie négative.

On suppose maintenant qu'un électron est absent dans la distribution des états d'énergie négative. Ce vide se manifestera lui-même comme une particule d'énergie positive et de charge positive puisqu'une particule d'énergie et de charge négative est absente. Cette place vide ou « trou de Dirac » se conduit par conséquent comme une particule normale. Après la découverte expérimentale du positon, cette particule a été identifiée avec le trou de Dirac.

Voyons maintenant comment au terme de la théorie de Dirac peut être interprétée la création d'une paire d'électron-positon : un photon d'énergie plus grande que $2mc^2$ peut élever un électron d'un état d'énergie négative à l'état d'énergie positive, le phénomène apparaît comme la création d'une paire de particules ou la matérialisation d'un photon γ . Ce processus qui est un type particulier d'effet photo-électrique ne peut prendre naissance dans un espace vide parce que l'énergie et la quantité de mouvement doivent être conservées ; mais il peut se présenter dans le champ électrique au voisinage du noyau qui prend l'excès de quantité de mouvement.

7. Éléments de la théorie de Bethe et Heitler sur la création de paires. — La probabilité de ce processus de formation de paires a été calculée sur la base de la théorie de Dirac par

Bethe et Heitler ⁽¹⁾. Ils ont trouvé que cette probabilité ou section efficace, ne peut être exprimée par une seule formule valable pour toute l'étendue de l'énergie.

La première approximation sur laquelle repose ce calcul est l'approximation de Born, qui entraîne une erreur de l'ordre de Ze^2/hv . Ils supposent de plus que l'énergie d'interaction entre les deux électrons créés n'affecte pas le calcul à l'approximation déjà faite près. L'erreur introduite sera de l'ordre de e^2/hv .

Par une suite de calculs dont le développement dépasserait le cadre de ce travail, ils aboutissent à la formule suivante pour la différentielle de la section efficace :

$$\begin{aligned} S(E_+, p_+, E_-, p_-, K, \theta_+, \theta_-, \Phi) d\Omega_+ d\Omega_- \\ = d\Omega_+ d\Omega_- \cdot \frac{f}{q^2} \left\{ \frac{\sin^2 \theta_+}{(\varepsilon_+ - \cos \theta_+)^2} [4(1-\alpha)^2 p^2 \varepsilon_+^2 - q^2] \right. \\ \left. + \frac{\sin^2 \theta_-}{(\varepsilon_- - \cos \theta_-)^2} (4\alpha^2 p^2 \varepsilon_-^2 - q^2) + \frac{2 \sin \theta_+ \sin \theta_-}{(\varepsilon_+ - \cos \theta_+)(\varepsilon_- - \cos \theta_-)} \right. \\ \left. \left[4\alpha(1-\alpha) p^2 \varepsilon_+ \varepsilon_- - 2K^2 \frac{\alpha^2 \sin^2 \theta_+ + (1-\alpha^2) \sin^2 \theta_-}{\alpha(1-\alpha)(\varepsilon_+ - \cos \theta_+)(\varepsilon_- - \cos \theta_-)} \right] \right\} \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} p_+ &= \alpha p & p_- &= (1-\alpha)p & \varepsilon_+ &= \frac{E_+}{p_+} & \varepsilon_- &= \frac{E_-}{p_-} \\ q^2 &= p^2 + K^2 \\ & - 2pK[\cos \theta_+ \cos \theta_- + \sin \theta_+ \sin \theta_- \cos \Phi + 1] \\ K &= hv & \alpha &= \frac{E_+}{p\varepsilon_-} \end{aligned}$$

Les électrons émis dans l'angle solide $d\Omega_-$ ont des énergies E_- et des impulsions $1/c p_-$, les positons émis dans $d\Omega_+$ des énergies E_+ et des impulsions $1/c p_+$, $K = hv$, θ_+ et θ_- sont les angles entre les positons et la direction photons d'une part et les électrons et les photons d'autre part. Φ est l'angle des plans $(p_+, K)(p_-, K)$.

(¹) BETHE et HEITLER. *Proc. R. Soc. (A)* **146** (1934), 106.

L'intégration d'une telle formule d'abord sur les angles, puis sur l'énergie conduit à une formule pour la section efficace d'un électron d'énergie E_- et d'un photon d'énergie E_+ , dont la représentation graphique est donnée en figure 3. A cette figure a été ajoutée la courbe de la section efficace de l'effet Compton. On voit que pour $h\nu = 5$ Mev l'absorption par effet Compton est de même ordre que celle par création de paires, mais qu'au delà ce dernier effet devient prédominant.

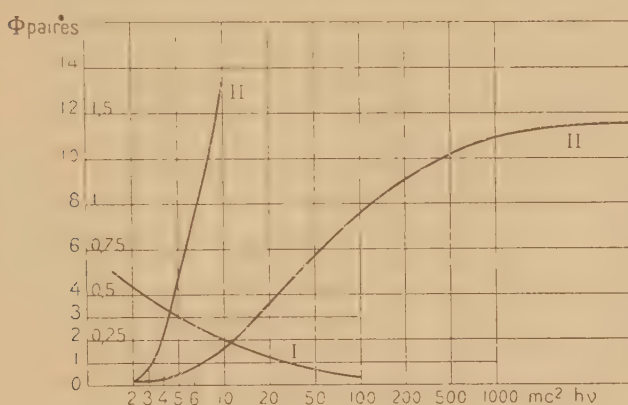


Fig. 3.

En effet la section efficace est trouvée proportionnelle au carré du nombre atomique. Elle augmente aussi rapidement avec l'énergie croissante du quantum $h\nu$, pour de petits $h\nu$. Pour de vraiment hautes énergies une valeur asymptotique est atteinte, déterminée par $\frac{r_0}{h} \cdot \frac{mc}{mc}$.

Nous verrons dans la suite de ce travail qu'il est intéressant de connaître la répartition, entre les électrons et les positons, de l'énergie qu'un quantum γ au sein de la paire formée.

La théorie de Bethe et Heitler permet à partir de la formule obtenue par intégration sur les angles de la différentielle

envisagée plus haut, d'obtenir en prenant comme ordonnée la section efficace et en abscisse $(E_+ - mc^2)(h\nu - 2mc^2)$ c'est-à-dire l'énergie cinétique du positon considérée comme une fraction de la somme des énergies cinétiques de chaque particule, une courbe (fig. 4) qui est symétrique par rapport à $\frac{h\nu - 2mc^2}{2}$, par suite de l'approximation de Born.

En effet l'action du noyau sur l'électron et le positon a été négligée. L'électron positif repoussé par le noyau aura en

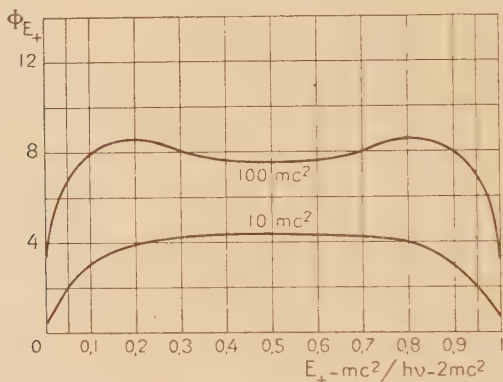


Fig. 4.

effet une énergie supérieure de $2Ze^2/r$ à celle de l'électron négatif si r est la distance de création par rapport au noyau.

Puisque pour $h\nu \approx 137mc^2 \cdot Z^{-\frac{1}{3}}$ la section efficace calculée précédemment a son maximum pour $h/mc < r < (h/mc)(h\nu/2mc^2)$ nous voyons que l'énergie de l'électron positif aura un excédent de $2mc^2Z/137$. La courbe de la figure 4 montre, pour $h\nu = 10mc^2$, un maximum flou pour une répartition égale de l'énergie entre le positon et l'électron.

Nota. — Les figures 3 et 4 sont tirées des articles Bethe et Heitler. *Proc. R. Soc. (A)*, 146 (1934), 106.

Elle peut même présenter deux maximums pour $h\nu = 100mc^2$, c'est-à-dire qu'il y a une certaine probabilité pour qu'un des membres de la paire obtienne plus d'énergie que l'autre.

Une dernière étude pour caractériser le phénomène de création de paires consistera à étudier la distribution angulaire. Nous l'aborderons plus loin lorsque nous envisagerons les divergences que nous avons trouvées entre les courbes de la figure 4 et nos résultats.

8. Résultats expérimentaux. — L'étude de la répartition de l'énergie entre les membres d'une paire a été faite sur les positons de ThC'' par Alichanow et Kosedaew ⁽¹⁾ et sur les paires créées dans le plomb par le rayonnement de $h\nu = 17 \text{ Mev}$ ⁽²⁾ de la réaction $\text{Li}^7(p, \gamma)$ par Delsasso, Fowler, Lauritsen ⁽²⁾. Ils ont trouvé en accord avec la théorie des courbes de répartition à maximums flous.

Ces derniers utilisaient une chambre de Wilson et ne considéraient pas l'angle de divergence entre les particules. Par contre ils ne considéraient que la répartition du nombre des paires en fonction de $E_+ + E_- + 2mc^2$. Ils obtenaient alors des pics suffisamment aigus pour être précis.

Nous nous sommes étendu sur le phénomène de création de paires et sur les phénomènes d'interaction des rayons γ avec la matière, car le chapitre I et le chapitre II décriront des montages expérimentaux dont le principe reposera sur la mesure des rayons γ par la méthode des paires.

Il était bon de dégager les bases expérimentales et théoriques de ce phénomène, tout en ne perdant pas de vue les effets photo-électriques et de Compton qui se présentent toujours simultanément.

L'un et l'autre montages reposent sur la mesure des électrons arrachés à la matière par le rayonnement γ au moyen

(1) ALICHANOW et KOSEDAEW. *Zeit. f. Phys.* **90** (1934), 3-4, 249.

(2) DELSASSO, FOWLER, LAURITSEN. *Phys., Rev.*, **51** (1937), 391.

du dispositif de focalisation magnétique décrit brièvement plus haut.

L'application de cette méthode de mesure se fera pour des rayonnements γ issus de radio-éléments créés artificiellement. Il s'ensuit que les intensités des rayons γ artificiels seront toujours très faibles comparées à celles des rayonnements γ issus de radio-éléments naturels. L'emploi du récepteur photographique devient alors impossible. Il nous a fallu avoir recours à un dispositif comptant individuellement les électrons ou positons.

Nous avons fait appel au compteur de Geiger-Müller à parois minces. Bothe ⁽¹⁾ d'une part. Alichanow, Alichanian, Kosedaew ⁽²⁾ d'autre part ont réalisé déjà de tels appareils. Nous verrons au cours de ce travail comment nous avons pu obvier aux inconvénients inhérents à ces dispositifs et arriver à construire un appareil fonctionnant en présence d'un puissant générateur de neutrons. L'ensemble des mesures va des énergies cinétiques des positons de décroissances radioactives, et des rayons γ créés par des réactions comme $\text{Cl}^{36}(\alpha, p)\text{A}^{38}$, jusqu'à la mesure des rayons γ de capture des réactions du type $\text{Pb}(n, \gamma)$ en présence du rayonnement neutronique de 20 g. (Rn + Be) d'un générateur de 300 KV, fonctionnant suivant la réaction $\text{Li}^7(d, n)$.

9. Principe de la méthode de mesure des énergies de rayons γ par les paires de matérialisation. — L'appareil de mesure utilisé, comme nous l'avons déjà indiqué, est un spectromètre à focalisation magnétique.

Nous explorons successivement les divers points du spectre des électrons en faisant varier le champ magnétique et en effectuant pour chacune de ces valeurs la numération des

(1) BOTHE. *Zeit. für Phys.*, 96 (1935), 607.

(2) ALICHANOW, ALICHANIAN et KOSEDAEW. *J. de Physique et le Radium*, 7 (1936), 163.

électrons, grâce au compteur de Geiger-Müller, placé au foyer-image. De l'intervalle de variation du champ magnétique choisi dépendra la finesse de l'exploration.

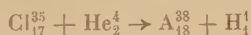
Le champ magnétique ayant été inversé, la même exploration est faite pour le spectre des positons. Ce dernier est toujours simple, car il n'est pas troublé par les électrons, parasites, dus au rayonnement γ de la source. Ces électrons, arrachés des parois de la boîte, arrivent en effet avec des rayons de courbure indéterminés.

La superposition des spectres positifs et négatifs montre la coexistence, pour une même énergie, de pics dans les deux spectres. Ceci caractérise l'apparition d'une paire de matérialisation. Le quantum γ est donné par l'équation :

$$h\nu = E_+ + E_- + E_m$$

où E_+ est l'énergie correspondant au pic du spectre des positons, E_- celle du pic du spectre des électrons et E_m l'énergie de matérialisation. La mesure est directe et simple. Elle a été éprouvée sur la raie γ de 2,62 Mev de $\text{ThC}'' \rightarrow \text{ThD}$.

Nota. — Nous emploierons souvent dans la suite de cet exposé un symbole tel que $\text{Cl}^{35}(\alpha, p)\text{A}^{38}$ pour caractériser une réaction nucléaire. Ceci est l'abréviation courante de la réaction :



où le chlore de masse 35, soumis au bombardement de particules α , éjecte des protons p et se transforme en un noyau d'argon de masse 38.

PREMIÈRE PARTIE

CHAPITRE PREMIER

Réalisation d'un spectromètre à focalisation magnétique.

Nous avons vu comment la méthode du spectrographe à focalisation magnétique à 180° pouvait servir à mesurer l'énergie d'une particule chargée.

La formule fondamentale :

$$v = HR. \frac{e}{m}$$

donne la vitesse et par suite l'énergie cinétique de la particule si $\frac{e}{m}$, H et R sont connus.

$\frac{e}{m}$ est une grandeur connue et mesurée avec précision.

Voyons comment on peut mesurer H et R avec précision.

1. Mesure de H. — L'entrefer de l'électro-aimant est circulaire, son diamètre est de 200 mm. et son épaisseur de 65 mm. Le parallélisme des masses polaires est vérifié par des cales. Il est nécessaire de s'assurer que le champ est perpendiculaire au plan méridien des trajectoires. Pour cela la boîte de déviation est construite de façon à être calée entre les masses polaires et à leur être parallèle. Des écrans intérieurs, que nous décrirons, limitent les trajectoires dont les plans feraient un angle trop grand avec le plan méridien.

Reste la question de l'homogénéité du champ entre les masses polaires. Des examens avec bobines exploratrices et

fluxmètres de Grassot ont montré qu'il restait uniforme jusqu'à 80 mm. du centre à 1 0/0 de la valeur mesurée au centre.

Les points de focalisation où se trouvent placés la source et le récepteur sont alors choisis de façon à être à moins de 80 mm. du centre. Des bobines exploratrices plates, reliées à un fluxmètre de Grassot permettent de mesurer le champ à l'intérieur de l'entrefer. La comparaison et l'étalonnage se faisaient avec une balance de Cotton. Les bobines exploratrices permettent facilement de tracer la courbe d'étalonnage du champ pour les diverses valeurs possibles du courant d'excitation de l'électro-aimant. Pour la forme d'entrefer utilisé cette courbe fut trouvée être exactement une droite entre 100 Gauss et 5 000 Gauss. Il ne se présente pas de saturation.

L'électro-aimant du type Baudoin à faible consommation peut en effet donner 5 000 Gauss pour un courant de 4 500 mA et l'entrefer déjà décrit de 200 mm. de diamètre et de 65 mm. d'épaisseur. Un jeu de rhéostats permet de faire varier le courant d'excitation fourni par une grosse batterie de 120 volts de 100 mA à 4 500 mA de façon continue. Un ampèremètre étalon blindé contre le champ de fuite de l'électro-aimant et muni de shunts multiples permet d'effectuer les mesures à mieux de 1 0/0 près.

L'étalonnage avait été effectué dans le sens croissant et dans le sens décroissant du courant de façon à tenir compte de la faible hystérésis des masses polaires.

Nous avons vu que pour le spectrographe à focalisation magnétique et à plaque photographique le champ magnétique était gardé constant à une valeur choisie correspondant à l'intervalle d'énergie envisagée et que sur la plaque photographique s'inscrivaient des lignes successives correspondant à diverses valeurs $R_1, R_2, \dots, R_n$ du rayon de courbure moyen.

Ici, comme nous l'avons vu, le rayon de courbure est fixe

et déterminé par construction avec une approximation déterminée. Le domaine d'énergie s'explore en faisant varier le courant point par point de façon à avoir des champs magnétiques qui croissent ou décroissent de manière aussi continue que possible. L'intervalle séparant deux valeurs successives du courant où les mesures sont faites est d'autant plus petit que l'on désire résoudre le spectre plus finement. C'est ainsi que nous verrons que pour un domaine d'énergie de l'ordre de quelques millions d'électrons-volts nous avons fait nos mesures de 20 mA en 20 mA, ce qui correspond à des points du spectre différents de 10/o.

2. Principe de l'appareil. — L'appareil se compose d'une boîte en laiton de 5 mm. d'épaisseur et de $200 \times 200 \times 65$ mm.

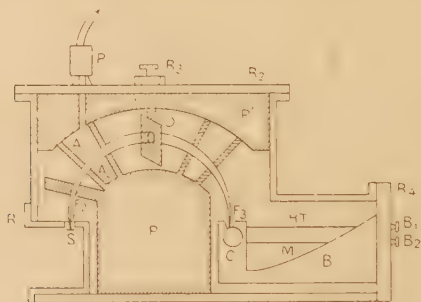


Fig. 5.

destinée à tenir le vide. Elle comporte un certain nombre d'ouvertures à rodages. Le tiroir R_1 s'applique sur la boîte par un rodage plan. Il possède une fenêtre F_1 de 0 mm. 01 d'épaisseur, située un peu au-dessus du point de focalisation S . Ce tiroir est destiné à porter le support de source émettrice de particules chargées. Un couvercle R_2 à joints par rodage plan permet d'accéder aux organes internes. Il porte l'olive P de pompage, un rodage conique R_3 qui permet d'agir sur un diaphragme D , enfin une masse de

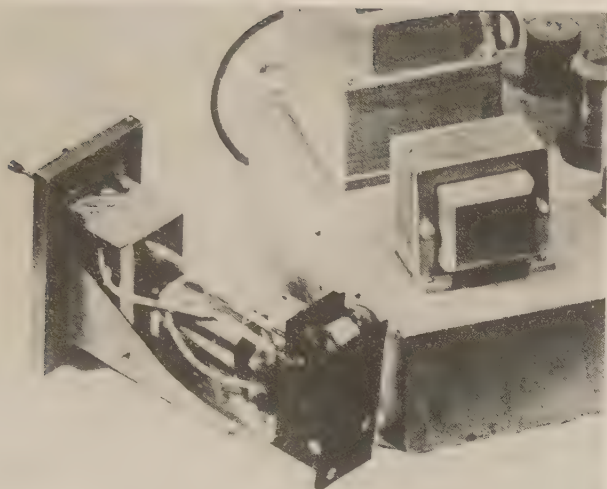


Photo 1. — Compteur de Geiger-Müller et son rodage-support.
Premier montage utilisé.

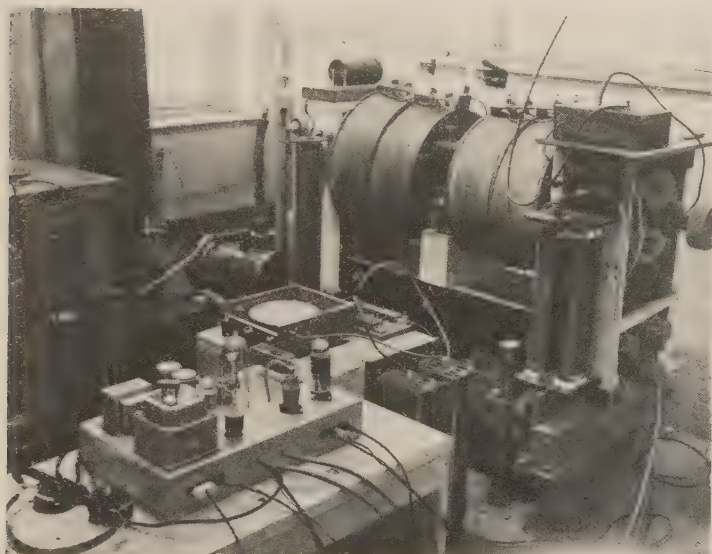


Photo 2. — Dispositif spectrométrique à focalisation magnétique
pour la mesure des énergies des positions. Premier appareil réalisé.

plomb P' , support des ailettes A_1 , qui limitent la partie supérieure du faisceau électronique.

Un rodage plan R_1 porte à l'extrémité du bras B le compteur de Geiger-Müller C, servant de récepteur. Des bornes B_1 , B_2 isolantes et étanches au vide permettent la sortie du fil à haute tension T et de la masse M. Une fenêtre F_3 protège le compteur contre les particules parasites.

La masse de plomb P_1 supporte les ailettes A_2 qui limitent la partie inférieure du faisceau. Elle sert de plus de protection contre l'effet direct du rayonnement γ issu de la source S et frappant le compteur C. Elle a 120 mm. d'épaisseur, ce qui donne une excellente protection pour la plupart des rayonnements.

3. Mesure de R. — Nous avons vu dans l'introduction que :

$$R_2 = R_1 \left(1 - \frac{a^2}{2} \right) = R_1 \left(1 - \frac{a^2}{2l^2} \right)$$

où :

$$a = F_1 F_2 \text{ et } l = F_1 S.$$

La technique de l'ajustage mécanique permet de réaliser un montage tel que celui de la figure 5, matérialisant le schéma de la figure 6, avec une précision de 0 mm. 1 ; ce qui entraîne sur la valeur de R prise comme base, une erreur relative de l'ordre de 0,001.

Nous voyons enfin que la valeur de R était choisie compte tenu des dimensions des masses polaires et de l'homogénéité du champ entre elles, la différence entre les deux rayons extrêmes R_1 et R_2 représentant l'erreur absolue sur le rayon de courbure de la formule de base est caractérisée par $R_1 \cdot \frac{a^2}{2l^2}$.

Pour un rayon $R_1 = R_2 = 80$ mm. à 0 mm. 1 près, nous avons choisi $a = 4$ mm. et $l = 40$ mm.

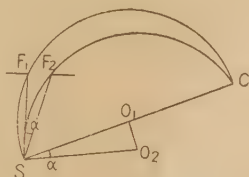


Fig. 6

Tout ceci entraîne en définitive une erreur relative sur le rayon de courbure moyen choisi de 0,005.

D'une autre manière ceci revient à dire qu'il faut choisir un angle dièdre F_1SF_2 de l'ordre de $1/20$ radian soit de l'ordre de 3° .

4. Description de la source d'électrons S. — La source d'électrons peut être primaire, c'est-à-dire qu'elle est formée d'un radio-élément artificiel ; elle peut être secondaire, c'est-à-dire formée d'une substance à laquelle des rayons γ arrachent des électrons, elle a toujours une longueur dans le sens du champ magnétique de 20 mm. et une largeur de l'ordre de 10 mm. Cette largeur relativement grande a été choisie de façon à éviter un réglage délicat nécessaire pour placer une source étroite au foyer exact S.

Elle n'entraîne pas d'inconvénients car les ailettes qui, pour le rayon choisi de 80 mm., limitent le faisceau, déterminent une largeur utile pour la source de 1 mm. de part et d'autre du point focal S. L'épaisseur sera déterminée comme nous le verrons plus loin, dans le cas d'une source primaire, de façon à ce que les électrons qui traversent cette épaisseur subissent une perte d'énergie par ionisation et rayonnement acceptable.

Dans le cas d'une source secondaire nous verrons qu'une épaisseur de 0 mm. 1 de plomb a été généralement choisie.

5. Dispositif d'enregistrement. — Le dispositif d'enregistrement avec plaques photographiques employé par M. Maurice de Broglie pour l'étude des photo-électrons arrachés à des radiateurs ne peut plus servir dans le cas des radio éléments artificiels car l'intensité est beaucoup trop faible. En effet une surface de 20×2 mm. dans les cas les plus favorables n'émettra jamais plus que quelques centaines d'électrons par seconde, ce qui à cause de l'étalement dans le spectre d'énergie et du faible angle dièdre de l'appareil ne provoquerait aucun noircissement local de la plaque pho-

tographique. Dans le cas des électrons secondaires provoqués par des rayons γ , ceci serait encore plus défavorable à cause du coefficient de conversion qui va de 0,01 à 0,001. On est en effet très loin de l'intensité en photons que donnerait un tube à rayons X fonctionnant sous quelques milliampères ou d'une ampoule d'un radio-élément naturel de quelques dizaines de millicuries. Il s'agit d'un rapport de 1 à 10^3 . Bothe, Alichanow, Alichanian et Kosadaew et nous avons adopté comme dispositif d'enregistrement le compteur de Geiger-Müller qui a la faculté de compter individuellement les particules chargées.

Le dispositif d'enregistrement devient un dispositif de comptage. Nous avons préféré employer le compteur de Geiger-Müller lié à un amplificateur, plutôt qu'à un électromètre.

Le compteur de Geiger-Müller utilisé devra remplir deux conditions essentielles : avoir pour les électrons un pouvoir d'arrêt le plus bas possible, avoir un zéro le plus faible possible.

La première condition répond à la nécessité d'explorer le domaine d'énergie des électrons ou des rayons γ vers les valeurs les plus basses possibles. Cependant la construction de compteurs à parois trop minces est difficile, étant donné qu'ils sont en dépression. Ils sont en effet en général remplis d'argon à 10 ou 15 cm. de pression. Nous nous sommes arrêté à un compromis compatible avec une construction suffisamment robuste pour être durable et un pouvoir d'arrêt de 150 000 électrons-volts. Ceci correspond à des parois en aluminium de 100 μ d'épaisseur pour un cylindre de 20 mm. de long. Les bouchons étaient en ambroïne tournée et les joints de vide faits à la picéine. Le fil central était en tungstène oxydé de 0 mm. 01. De tels compteurs dont la longueur est limitée par les dimensions intérieures de la boîte à vide dans le sens du champ peuvent durer un an. Ils commencent à fonctionner sous 800 volts avec un palier de 100 volts. Nous

entendons par là qu'une augmentation de 100 volts de la tension entre le filament et le cylindre laisse inchangé le zéro de l'appareil. Leur tension d'utilisation dérive lentement vers les tensions plus hautes. Ils finissaient leur vie vers 1 600 volts, tout en gardant un palier de 100 volts. Ceci est attribuable aux réactions chimiques qui prennent naissance entre les impuretés contenues dans l'argon, la picéine et l'ambroïne sous l'action des petits effluves que crée le passage des particules chargées. Un tel compteur donnait un zéro de quatre coups par minute en l'absence de toute substance radioactive. Il s'affolait à 80 coups par minute. La protection résultant des masses de fer de l'entrefer et des 120 mm. de plomb qui le séparaient de la source S était suffisante pour qu'une source de polonium de 35 000 U. E. S. ne le trouble pas.

6. Amplificateur. — Lorsqu'une particule chargée détermine dans le compteur réglé à la limite de la décharge disruptive un effluve, celui-ci ne tarderait pas à créer une décharge intéressant tout le volume du compteur, s'il n'était coupé immédiatement après sa naissance.

Un premier procédé pour couper cet effluve consiste à mettre en série avec le compteur une résistance de très grande valeur. Le faible courant porté par la décharge produit dans la résistance une chute de tension qui abaisse cette dernière en dessous de la valeur critique de décharge disruptive et coupe par suite l'effluve. De telles résistances doivent atteindre 1 000 mégohms et plus. Les plus stables et commodés à employer sont les SS White. Elles ont l'inconvénient d'introduire par leurs valeurs élevées des constantes de temps trop grandes dans les circuits électriques commandés par le compteur. Nous avons préféré utiliser le dispositif de la figure 7, dû à Neher et Pickering.

Supposons que la tension nécessaire au compteur de Geiger soit de 1 100 volts, la lampe L protégée par la résis-

tance R_1 de $1\ \Omega$ laisse passer un courant anodique de $1\ \text{mA}$, le point A du schéma est à $+1\ 000$ volts par rapport au sol et la plaque P de la lampe à $+100$ au-dessus du point A.

L'ensemble des résistances R_1 et R_2 joue le rôle de la grande résistance citée plus haut. Elles ont l'avantage au point de vue de la constante de temps du circuit d'avoir une valeur totale de $6\ \Omega$ au lieu de $1\ 000\ \Omega$ du cas précédent.

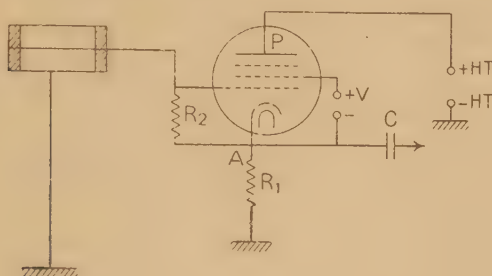


Fig. 7.

$L = 6J7$ Sylvania, $R_1 = 1$ mégohm.

$R_2 = 5$ mégohms. $C = 50\ \text{cm}$.

HT = $1\ 000$ à $1\ 500$ volts. $V = 45$ volts.

On voit en effet, sur le schéma fig. 7, que le compteur de Geiger-Müller se comporte comme une capacité aux bornes de l'ensemble des résistances $R_1 + R_2$. Lorsque la décharge apparaît sous l'action d'une particule chargée, la résistance interne du compteur qui, au repos, était infinie, prend une valeur ρ et shunte l'ensemble $R_1 + R_2$. Ceci détermine une chute de tension au point A. Les caractéristiques sont calculées de façon qu'une telle chute soit de plusieurs centaines de volts et suffise à bloquer l'effluve. La lampe sert alors de relais sensible et rapide pour recharger d'abord sa grille et ensuite la capacité du compteur Geiger. Un tel ensemble a par suite une faible constante de temps.

Nous avons fait l'examen oscillographique d'une telle décharge avec un tube à rayons cathodiques. La durée de l'impulsion, comportant la décharge du compteur et le

retour au zéro est de $1/3\,000$ sec. L'amélioration d'un tel dispositif par rapport à la simple résistance « abaisseur de tension » est grande, puisque l'ancienne constante de temps était de l'ordre de $1/400$ sec.

Cette recherche d'une faible constante de temps est surtout utile pour des compteurs capables de suivre un grand nombre de décharges par seconde et pour les montages où plusieurs compteurs fonctionnent en coïncidence. Nous verrons ce problème plus loin.

Il existe un autre schéma dû à Neher et Harper dont nous reparlerons aussi plus loin et qui donne une durée de décharge encore plus petite. Nous avons cependant préféré le dispositif de Neher et Pickering car il donne la possibilité de mettre à la terre le cylindre de Geiger. Cette disposition permet d'éviter l'influence sur la grille de la lampe, de toutes les décharges à basse pression qui prennent naissance à l'intérieur de la boîte à vide sous l'influence de la haute tension appliquée au compteur. Une seule borne de sortie étanche au vide est alors nécessaire. Un câble de grand isolement et soigneusement blindé relie le fil central du compteur de Geiger à cette borne.

7. **Système de comptage.** — Le système de comptage auquel nous nous sommes arrêté fait appel au numérateur type téléphone. Chaque impulsion du compteur attire la palette d'un électro-aimant et actionne par un rochet un tambour portant des chiffres. Un tel numérateur doit suivre le plus d'impulsions possible par seconde. Ceci dépend évidemment de sa construction et de l'inertie de ses pièces mobiles. Nous nous sommes arrêté à un compteur téléphonique Ericson du type téléphone automatique. Ce numérateur suit 25 impulsions régulières par seconde. Autrement dit la fréquence possible à mesurer devra être telle que, par suite de fluctuation, deux impulsions successives ne devront pas se suivre à moins de $1/25$ sec. Un tel numérateur ne

pourra être sûr que pour des fréquences d'électrons de 10 par seconde en moyenne.

Il faut un courant efficace de 25 mA pour que la palette de l'électro-aimant soit attirée. Nous voyons par suite que pour déclencher un tel numérateur il faut un relais intermédiaire entre la lampe « de blocage » du compteur de Geiger et le numérateur.

Il existe un tel relais, c'est la lampe à gaz ou thyatron. Ce relais est sensible puisqu'il est déclenché par une faible

$L_1 = L_2 =$ thyatrons Philips 4 686.

$R_1 = 1\,000\ \Omega$.

$R_2 = 1\,000\ \Omega$.

$R_3 = R_4 = 500\,000\ \Omega$.

$R_5 = R_6 = 100\ \Omega$.

$R_7 = R_8 = 400\,000\ \Omega$.

$N =$ numérateur Ericson de résistance $1\,000\ \Omega$.

$C_1 = 1\ \mu\text{F}$.

$C_2 = C_3 = 1/1\,000\ \mu\text{F}$.

$C_4 = C_5 = 1\ \mu\text{F}$.

$C_6 = 50\ \mu\text{F}$.

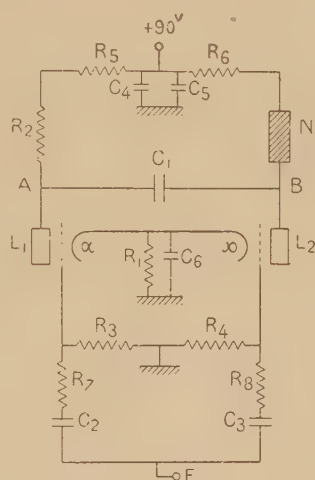


Fig. 8.

variation de tension sur sa grille et qu'il peut donner naissance à des courants anodiques, allant suivant les types jusqu'à plusieurs ampères. Il n'a qu'un inconvénient, c'est que lorsque la décharge est amorcée dans le gaz contenu dans l'ampoule le retour à la polarisation normale de la grille ne suffit pas pour la couper. Il est nécessaire d'annuler la tension anodique. Nous avons utilisé au début un électro-aimant de coupure, dont la bobine et les contacts connectés en série étaient placés dans le circuit anodique du thyatron

à la suite de la bobine du numérateur. Un tel dispositif avait une trop grande inertie pour suivre dix impulsions par seconde. D'autre part il se produisait à l'ouverture des contacts des étincelles de rupture dues aux selfs des deux bobines qui créaient des impulsions parasites dans les circuits. Nous avons choisi le schéma dû à Wynn-Williams, le « scale of two » qui utilisant deux thyratrons symétriques se sert de l'un pour couper l'arc de l'autre.

Nous avons profité du fait que le courant à couper était relativement faible, puisqu'il est de 25 mA, pour utiliser des petits thyratrons utilisés couramment dans les bases de relaxation des oscillographes à rayons cathodiques. Il s'agit des tubes Philips 4686.

Le fonctionnement de ce dispositif peut s'expliquer ainsi : supposons le thyatron L_1 éteint et le thyatron L_2 avec son arc établi. La tension anodique est + 90 volts et la polarisation de grille est — 25 volts. Le courant de 25 mA passant dans L_2 crée une chute de tension de 25 volts dans le numérateur de résistance 1 000 ω , la plaque de L_2 est alors à + 65 volts. Lorsqu'une variation de tension positive à l'entrée allume le thyatron L_1 il se crée brusquement une chute de tension de 25 volts en A qui est transmise au point B par la capacité C_1 , de 1 μF . La tension du point B tombe alors à 40 volts, ce qui suffit pour couper l'arc dans le thyatron L_2 . Ce dernier reprend alors les caractéristiques d'attente du thyatron L_1 .

Les résistances R_5 et R_6 et les capacités C_4 et C_5 servent au découplage des tensions d'alimentation des deux lampes.

La résistance R_1 sert à polariser les thyratrons. Elle constitue ce qu'on convient d'appeler une résistance cathodique. Elle élève la cathode de + 25 volts par rapport au sol ce qui revient à polariser la grille de — 25 volts par rapport à la cathode.

Nous voyons que les grilles des deux thyratrons sont reliées respectivement aux résistances R_3 , R_7 et R_4 , R_8 . Ces der-

nières constituent « un pont de tension ». Ceci a été nécessaire pour éviter un courant de grille dans le thyatron allumé, trop grand.

Ce dernier malgré l'annulation de sa tension de plaque resterait allumé, puisque l'arc existerait toujours entre grille et cathode. Nous pouvons remarquer de plus que ce dispositif présente un autre avantage. Le numérateur fonctionne une impulsion sur deux, puisqu'il ne marque que lorsque le thyatron L_2 s'allume. D'où son nom de « scale of two ».

Etant donné que le numérateur peut suivre de façon sûre jusqu'à 10 impulsions par seconde, un tel montage permet de compter 20 impulsions par seconde.

L'ensemble de la lampe de blocage du compteur de Geiger et du numérateur « scale of two » est alimenté par le secteur. Nous n'insisterons pas sur ce problème qui est classique.

8. Statistiques des numérations. — Nous rappellerons brièvement que les explosions radioactives se produisent au hasard et qu'elles suivent une loi de probabilité identique à celle qu'on obtient en étudiant la répartition de points placés au hasard sur une droite.

Nous supposons que la substance radioactive étudiée est constante, pendant le temps τ que dure la numération, relative à un point M du spectre étudié. Cela sera le cas du régime permanent, que nous avons envisagé pour étudier les réactions (α, n) ou celui de l'étude du rayonnement γ de la transformation $\text{ThC}'' \rightarrow \text{ThD}$ ou enfin celui du rayonnement émis directement ou secondairement par le générateur du type $\text{Li}^7(d, n)\text{Be}^8$.

Si nous appelons ν le nombre d'atomes transformés en moyenne dans l'intervalle de temps τ , nous n'aurons pas en général enregistré ν impulsions, dans une numération, mais $\nu + \Delta$ impulsions, où Δ est l'écart absolu ou fluctuation. Cet écart Δ peut être positif ou négatif. Il est naturel de chercher

à définir les lois de probabilité auxquelles obéit cet écart.

Si nous appelons $n = \nu + \Delta$ et si nous nous rapportons à la loi de répartition au hasard de points sur une droite, à laquelle on peut rattacher les lois de transformations radioactives, nous trouvons la probabilité :

$$p_n = \nu^n \cdot \frac{e^{-\nu}}{n!}$$

pour caractériser la loi de hasard, à laquelle obéit l'écart Δ .

On démontre de façon classique l'expression :

$$\overline{\Delta^2} = \nu$$

qu'on nomme l'écart quadratique moyen.

Nous pouvons, en supposant que n/n_0 est négligeable, où n_0 est le nombre d'atomes présents initialement, écrire :

$$\overline{\Delta} = \sqrt{\nu}.$$

Si, en explorant notre spectre, par valeurs croissantes de HR nous passons d'un point M caractérisé par $(HR)_M$ et un nombre d'impulsions ν dans l'intervalle de temps τ , au point suivant M' caractérisé par $(HR)_{M'}$ et le nombre ν' d'impulsions, nous considérons la branche MM' de la courbe spectrale comme une droite, d'ordonnées constantes, si $\nu - \nu' = \pm \sqrt{\nu}$. En pratique nous étendrons cette discrimination à des valeurs $\nu - \nu' = \pm 3\sqrt{\nu}$. Ainsi donc, de proche en proche, nous n'admettrons comme indiquant un phénomène probable que toute ordonnée dont l'excès par rapport à la précédente sera d'au moins 2 à 3 fois la fluctuation de celle-ci. Nous verrons plus loin que l'exploration du spectre d'électrons donné par la réaction $Cl(x, p)A$, laisse apparaître des pics étroits dont l'excès d'ordonnée par rapport à ce que nous pourrions appeler le fond continu N_0 était de l'ordre de $\pm 3\sqrt{N_0}$.

Chaque exploration, ayant été recommencée dix fois, nous

avons toujours, au même point M, trouvé un même excès d'ordonnée $+2$ à $3\sqrt{N_0}$. Quoique nous eussions dû trouver, suivant la loi des écarts, des excès d'ordonnées nuls, de temps à autre, nous avons considéré ce fait comme un phénomène systématique. En faisant la somme de ces dix courbes obtenues nous trouvons, au même point, naturellement un excès d'ordonnées qui atteint $+4$ à $5\sqrt{N_0}$.

Ceci suffirait à caractériser l'apparition à cet endroit d'un phénomène. Cependant si nous appelons p_1 la probabilité qui caractériserait l'écart Δ_1 trouvé, pour la première exploration, p_2 celle de l'écart $\Delta_2 \neq \Delta_1$, de la deuxième exploration, la probabilité de trouver au cours de dix explorations des écart $\Delta_1 \dots \Delta_{10}$ qui, au même point, ont des valeurs égales, est une probabilité composée $P = p_1 \cdot p_2 \dots p_{10}$.

Une telle probabilité est très voisine de zéro. Autrement dit la probabilité complémentaire, qui caractérise l'apparition d'un phénomène, au point étudié, est $1 - P$ et est très voisine de 1. De sorte, qu'en réalité la certitude d'un tel phénomène est beaucoup plus grande que ne le laisserait penser l'écart trouvé, à partir de la moyenne des dix courbes.

Nous nous sommes astreints à opérer suivant cette méthode, pour l'exploration de tous les spectres que nous avons étudiés.

9. Application de la méthode précédente à l'étude des réactions nucléaires des types (α, n) et (α, p) . — A l'époque ⁽¹⁾ où nous avons commencé l'étude des réactions du type (α, n) les limites des spectres d'énergie des positons émis lors des décroissances des radio-éléments formés suivant ces réactions étaient encore peu connues. Depuis, la mise en service de cyclotrons à noyaux d'hélium accélérés a permis d'avoir des équivalents en radium de la source artificielle ainsi créée tellement grands que ce genre de mesures a pu être étendu

⁽¹⁾ C. MAGNAN. *C. R.*, 205 (1937), 1147.

à tous les éléments capables de donner naissance à de telles réactions, avec une précision à laquelle nous ne pouvions atteindre.

Cependant malgré la faible source de polonium utilisée, nous avons pu obtenir des résultats donnant un ordre de grandeur très acceptable pour ces limites d'énergie. C'est pourquoi nous nous étendons dans cette partie de notre travail sur ces mesures. Ceci nous permettra de plus de préciser les possibilités d'un tel type d'appareil pour ce genre de recherches. La plupart des radio-éléments formés suivant la réaction (α, n) sont de courtes périodes. Il ne peut être question de faire l'irradiation par les particules α , puis d'étudier la décroissance du radio-élément formé, hors de cette source. Sa brève vie moyenne et la nécessité de faire la numération pendant un intervalle de temps de l'ordre de grandeur de cette vie moyenne font qu'il est nécessaire d'étudier la radioactivité artificielle produite en présence de la source de particules α . Cela revient, l'équilibre étant atteint, à opérer en régime permanent.

10. Description de la source de positons. — Le polonium, d'une activité initiale de 25 000 U. E. S., est disposé sur une

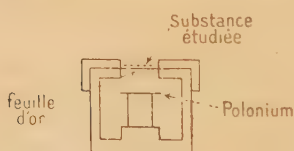


Fig. 9.

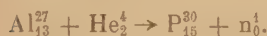
lame d'argent. Cette lame est collée sur un support P. La surface de la source est de 1 cm. Un couvercle C, présentant une ouverture circulaire D porte une feuille d'or battu de 0,016 mg./cm². Cette feuille

est saupoudrée par la substance à étudier lorsqu'elle se présente sous forme de poudre. Si elle est métallique, la feuille d'or est ôtée, et on la pose sur l'ouverture D sous forme de feuille mince. L'épaisseur choisie, dans un cas comme dans l'autre, est celle qui correspond au parcours maximum des particules α .

Lorsque l'élément étudié se présente sous forme d'un composé chimique et en poudre, on peut remarquer que les particules α y produisent une vive réduction chimique avec coloration. Plusieurs essais permettent de choisir l'épaisseur qui laisse apparaître uniformément cette coloration. La pesée permet d'ailleurs d'obtenir l'épaisseur de l'élément considéré.

11. Aluminium. — L'aluminium, bombardé par des particules α , donne naissance à un radio-élément artificiel, à électrons positifs, ayant une période de décroissance de 2 min. 5. Ce fut le premier cas de radioactivité artificielle trouvé. Il est dû, comme on le sait, à I. Curie et F. Joliot (¹).

La réaction nucléaire qui caractérise ce phénomène est :



Le radio-élément formé est le phosphore P_{15}^{30} . La présence de neutrons a pu être montrée par Savel (²). Le radiophosphore a pu être isolé chimiquement.

Nous avons utilisé l'aluminium en feuilles minces de 0,0054 g./cm², placées à 1 mm. de la surface de polonium. Cette feuille était disposée au foyer-source S. Les mesures étaient conduites comme nous l'avons exposé plus haut. Nous avons trouvé une limite du spectre d'énergie des positons égale à 3,5 Mev $\pm$ 0,35 Mev. Cette valeur qui, en plus des erreurs sur le rayon de courbure et le champ ($\pm$ 2 o/o), tient compte de l'incertitude planant sur l'endroit où la courbe coupe l'axe des abscisses, incertitude due au fait que les

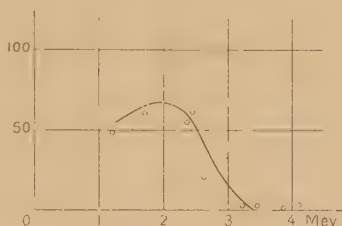


Fig. 10.

(¹) *C. R.*, 198 (1934), 254.

(²) *C. R.*, 198 (1934), 368.

nombres trouvés sont voisins des fluctuations du zéro du compteur, est en bon accord avec la valeur de 3,6 Mev trouvée par I. Curie et F. Joliot et par Alichanian, Alichanow et Dzelepov ⁽¹⁾.

Une telle mesure ne peut prétendre faire connaître avec précision la limite du spectre d'énergie. Elle montre cependant, étant donné la faible intensité de la source de polonium utilisée (20mc), que l'appareil, avec le mode de mesure appliqué, est sensible et capable dans les cas limites de rendre des services.

12. Fluor. — Chadwick, I. Curie et F. Joliot observèrent que le fluor irradié par des particules α donne naissance à des neutrons.

Bonner et Mott-Smith ⁽²⁾ trouvèrent cinq groupes. L. Meitner ⁽³⁾ et O. Frisch ⁽⁴⁾ purent mettre en évidence une activité à positons de période de l'ordre de six mois et d'énergie maximum égale à 0,4 Mev. L'équation nucléaire est :



Ces données étaient les seules connues lorsque nous avons entrepris d'étudier le spectre d'énergie des positons émis par le fluor sous l'action des particules α .

Nous avons utilisé du fluor de calcium (F^2Ca), sous forme de poudre, étalé sur une feuille d'or de 0,016 mg./cm² que nous avons irradié pendant 6 mois avec notre source de polonium, prise initialement au maximum de son activité. Le fluorure de calcium approché de notre compteur de longueur 2 cm. 5 et de diamètre 20 mm. donnait 50 coups à la minute en plus du zéro. Une période aussi longue ne néces-

⁽¹⁾ ALICHANIAN, ALICHANOW et DZELEPOW, *Physik. Zeits.*, Sowjet union, **10** (1936), 78.

⁽²⁾ *Phys. Rev.*, **46** (1934), 258.

⁽³⁾ MEITNER, *Naturw.*, **22** (1934), 420.

⁽⁴⁾ *Nature*, **136** (1935), 220.

sitait pas la présence du polonium, pendant les mesures. On y gagnait un zéro plus faible par minute pour le compteur. Sa moyenne donna 3,6 par minute. Lors de l'exploration du spectre en allant des petites énergies vers les grandes énergies, la numération pour chaque point se fit pendant 10 minutes et l'exploration fut recommencée dix fois. La figure 11 représente la moyenne de ces dix mesures. Chaque point est donc étudié pendant 100 minutes, mais l'écart probable entre deux points consécutifs sur la courbe est beaucoup plus petit, comme nous l'avons vu plus haut, qu'il ne serait si nous avions réellement tracé la courbe en comptant chaque point pendant 100 minutes consécutives.

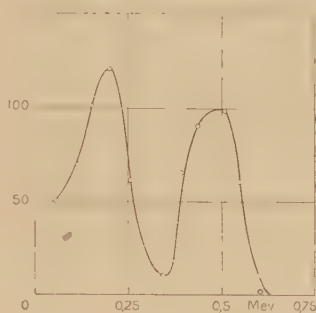


Fig. 11.

La figure 11 présente deux maximums. Le premier donnerait une énergie maximum de 0,4 Mev, en accord avec la valeur de Meitner et Frisch, le deuxième donne une limite d'énergie de 0,6 Mev $\pm$ 0,06.

Cette forme de courbe n'est pas commune. Le spectre continu d'émission β ou positons présente généralement un seul maximum assez étalé. Ceci pourrait faire penser qu'on se trouve en présence de deux activités en positons.

Ces résultats ⁽¹⁾ concordent de façon complète avec ceux que L. Jackson-Laslett publia presque simultanément avec nous. Il trouve une limite d'énergie de 0,6 Mev et un premier maximum avec une limite à 0,4 Mev. La seule différence est que son deuxième maximum est, par rapport au premier,

⁽¹⁾ Cf. MAGNAN. *C. R.*, 205 (1937), 1147; JACKSON-LASLETT. *Phys. Rev.*, 52 (1937), 529.

beaucoup plus petit que celui indiqué par la figure 11. Il emploie comme source de particules α un cyclotron à noyaux d'hélium accélérés sous 8 MV. L'intensité obtenue lui permet de déterminer une période de trois ans.

Ce résultat, avec celui obtenu pour l'aluminium, montre la sensibilité de cette méthode expérimentale pour mesurer des énergies de particules émises par des radio-éléments de faibles activités.

Nous avons trouvé un rendement $\frac{n}{\alpha}$ égal à $3,6 \times 10^{-5}$ pour la réaction $F_9^{19}(\alpha, n)Na_{11}^{23}$, si on prend la période de six mois indiquée par Meitner et Frisch. Avec la période de trois ans indiquée par Jackson-Laslett le rendement serait de 2×10^{-4} , ce qui est beaucoup.

13. Sodium. — Le sodium bombardé par des particules α donne naissance à un radio-aluminium de période 7 sec. ⁽¹⁾.

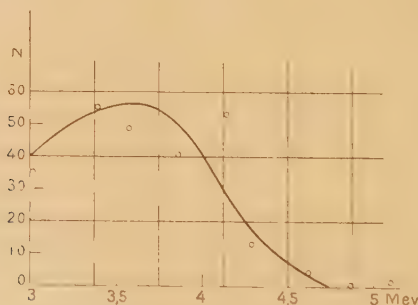


Fig. 12.

L'identification ne semble pas avoir été faite jusqu'ici. L'existence de neutrons a été montrée par I. Curie et F. Joliot ⁽²⁾ et par Savel ⁽³⁾ :



⁽¹⁾ FRISCH. *Nature*, **133** (1934), 721.

⁽²⁾ *J. de Phys. et Radium*, **4** (1933), 278.

⁽³⁾ *Ann. d. Physik*, **4** (1935), 88.

Nous trouvons une limite du spectre d'énergie des positons égale à 4.5 ± 0.45 Mev. Cette valeur n'est pas en accord avec celle de Frisch. Cependant la valeur de 1.8 indiquée par ce dernier semble faible pour une période de 7 sec., si on se réfère à la loi de Sargent, alors que la nôtre serait plutôt trop forte.

14 z. Potassium. — Le potassium bombardé par des particules donne deux activités de périodes 4 h. 1 et 52 heures ⁽¹⁾. Les radio-éléments fournis ont été identifiés chimiquement comme étant des radioscandium. Nous l'avons irradié sous forme de chlorure de potassium pendant 24 heures, de façon à déclencher la période de 4 heures au maximum et non celle de 52 heures. La faible activité trouvée ne nous a pas permis de déterminer une limite supérieure du spectre d'énergie des positons. Tout au plus avons-nous trouvé une indication pour 1,9 Mev au lieu de 1,6 Mev trouvée par Walke.

15. Comparaison des $\frac{n}{\alpha}$. — Il est intéressant de noter à ce propos que le rendement $\frac{n}{\alpha}$ de ces diverses réactions donnent 5×10^{-6} pour $\text{Na}^{23}(\alpha, n)\text{Al}^{26}$, 2×10^{-6} pour $\text{Cl}^{35}(\alpha, n)\text{K}^{38}$, et 1×10^{-5} pour $\text{Al}^{27}(\alpha, n)\text{P}^{30}$. Nous pouvons remarquer que la limite inférieure de sensibilité de ce système de mesure correspond à un rendement n/α de $5 \cdot 10^{-6}$.

Cependant l'étude de KCl irradié par des particules α nous montre un spectre semblable, dans certaines régions, à celui de NaCl, étudié plus haut. Ceci doit être attribué au chlore, commun dans les deux composés.

16. Chlore. — De même que pour le potassium, il nous a été impossible de déterminer la forme du spectre d'énergie

⁽¹⁾ WALKE. *Phys. Rev.*, **51** (1937), 439.

des positons attribuables au chlore sous l'action des α , et à plus forte raison sa limite quoiqu'une période de 7 min. 7 soit connue. L'activité en positons était peut-être trop faible ou alors fallait-il utiliser des α d'énergie supérieure à 6,6 Mev comme ceux que Pollard, Schultz et Brubaker ⁽¹⁾ ont choisis pour obtenir cette activité.

17. Mesure du rayonnement γ émis par la réaction $\text{Cl}(\alpha, p)\text{A}$ par la méthode des paires de matérialisation. — Cependant l'examen de la répartition statistique des numérations, s'il

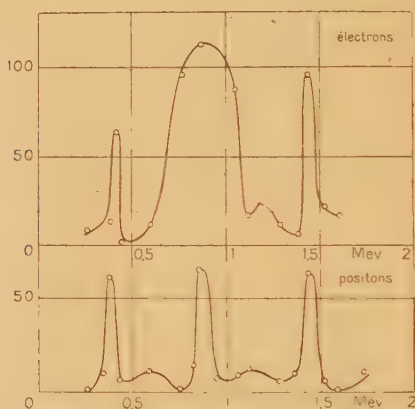


Fig. 13.

ne montre pas de spectre continu de positons, permet de trouver trois pics étroits dans le spectre positif et deux pics semblables de même énergie que deux des premiers dans le spectre négatif. Ces mêmes pics se retrouvent dans l'étude du chlorure de sodium, en plus du spectre continu de positons de limite supérieure 4,6 Mev indiqué plus haut. Il y a tout lieu de croire qu'ils sont dus à l'action des particules α sur le chlore commun aux deux chlorures utilisés.

⁽¹⁾ *Phys. Rev.*, **51** (1937), 140.

En effet ils disparaissent lorsque les chlorures de sodium et de potassium sont remplacés par de la soude ou de la potasse.

Les pics trouvés dans les spectres des positons ont des HR égaux à 2 460, 4 305, 6 355 gauss/cm. Les spectres des électrons négatifs présentent deux pics dont les HR sont 2 665 et 6 355 entre lesquels se trouve une courbe à maximum étalé. S'il existe un troisième pic correspondant à celui dont le HR en positons est 4 305 gauss/cm. il est noyé dans cette courbe, qui correspond à la raie $0,8 \times 10^6$ ev des rayons γ du polonium.

L'exploration des spectres positifs et négatifs a été recommencée dix fois et dans chacune des explorations, chaque point successif étudié correspond à une numération pendant 10 minutes.

Si l'on considère le spectre obtenu par une seule exploration, les pics qui apparaissent sortent du fond continu d'une valeur un peu supérieure à la racine carrée de ce dernier.

Chaque nouvelle exploration donne toujours au même endroit un point dont l'ordonnée est supérieure à la fluctuation du fond continu.

Lorsque nous faisons la somme de ces dix mesures nous trouvons alors trois pics dont les ordonnées dépassent le fond continu de trois fois l'écart de celui-ci. La probabilité pour qu'un tel écart du fond continu apparaisse, dans une mesure où la numération aurait été faite pendant 100 minutes consécutives, serait déjà petite. En réalité, comme nous l'avons vu plus haut, si nous appelons N_0 le fond continu p_1 la probabilité pour avoir un écart $\Delta > \sqrt{N_0}$ au cours d'une exploration, lorsque nous recommençons dix fois les mesures et que nous trouvons chaque fois, au même point une ordonnée supérieure à $\sqrt{N_0}$, les probabilités $p_1 p_2 \dots p_{10}$ successives se composent, au point que la probabilité composée devient pratiquement nulle. Autrement dit la proba-

bilité de l'événement contraire qui est l'existence d'un phénomène, à cet endroit, devient presque une certitude.

Les pics sont trouvés relativement étroits. En particulier pour celui dont le HR est de 6 355 gauss/cm. la quantité $\Delta E/E$, à la base est de 0,1, E étant l'énergie correspondant au pic.

L'apparition simultanée de positons et d'électrons d'énergies égales nous fait penser à la formation de paires de matérialisation d'un rayonnement γ , attribuable au chlore présent dans les chlorures de potassium et de sodium.

Chacun des quanta a alors une énergie répondant à l'expression :

$$E_+ + E_- + E_m$$

E_+ étant l'énergie cinétique du positon de la paire, donnée par le pic, E_- l'énergie cinétique de l'électron et E_m l'énergie de matérialisation, égale à 1,02 Mev.

Aux trois pics, dans le spectre des positons, de HR égaux à 2 460, 4 305, 6 355 correspondaient alors trois quanta γ de valeurs : 1,7 Mev, 2,7 Mev, 3,9 Mev.

Nous allons voir que des données récentes sur le chlore vont justifier cette hypothèse.

Pollard (1) en irradiant du chlore par des particules α trouve trois parcours de protons, 70 cm., 36-38 cm., 20-21 cm., auxquels correspondent (2) les dégagements d'énergie cinétique nucléaire : $Q_3 = -4,2$, $Q_2 = -2,5$, $Q_1 = +0,1$ Mev.

La réaction nucléaire proposée est :



Aux trois valeurs Q trouvées correspondent trois niveaux nucléaires dans l'atome A_{18}^{38} . Le groupe de protons de plus petit parcours est émis avec une absorption d'énergie cinétique $Q_1 = +0,1$, il existe donc une excitation du noyau

(1) POLLARD. *Phys. Rev.*, **50** (1936), 890.

(2) M. S. LIVINGSTONE et H. A. BETHE. *Rev. of Moder. Phys.* (juillet 1937), p. 301.

résultant, qui revient à l'état normal par émission des quanta $Q_1 - Q_3 = 4,3$ Mev et $Q_1 - Q_2 = 2,6$ Mev.

Si une transition est possible entre les niveaux Q_3 et Q_2 il apparaîtra un quantum γ égal à $Q_3 - Q_2 = 1,7$ Mev.

Si nous rapprochons les valeurs des trois quanta γ de transitions nucléaires des valeurs que nous avons mesurées expérimentalement, à savoir 1,7 Mev, 2,7 Mev, 3,9 Mev, et

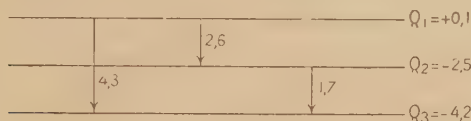


Fig. 13 bis.

si nous rappelons que l'erreur relative de la méthode employée peut atteindre 10 0/0, nous ne pouvons manquer d'être frappé par la concordance des trois valeurs.

Ainsi les trois raies γ que nous avons trouvées en irradiant du chlorure de sodium et du chlorure de potassium par des particules α sont des raies γ de transitions nucléaires dans le noyau résultant d'argon. Nous avons trouvé un quantum γ de 1,7 Mev, qui semble venir de la transition $Q_3 - Q_2$.

Il est utile de chercher quel est le coefficient de conversion interne d'un tel processus.

$\frac{n}{3,7 \cdot 10^{-8}}$	$\frac{\rho}{10^{-6}}$	$\frac{N}{50}$	$\frac{k}{1,6 \times 10^{-2}}$
-------------------------------	------------------------	----------------	--------------------------------

Nous appelons n le nombre de particules α émis par seconde par la source de polonium, dont l'activité efficace était de 10mc, ρ le rendement p/α entre les particules α incidentes et les protons p émis dans la réaction $\text{Cl}(\alpha, p)\text{A}$, N le nombre de paires en 100 minutes et k le coefficient de conversion interne pour le processus par paires de maté-

rialisation. L'angle solide de l'appareil intervient avec le coefficient $\frac{1}{2 \cdot 560}$.

Nous admettons, et ceci n'est sans doute pas exact, que les probabilités des trois quanta trouvés sont égales et qu'il n'en existe pas d'autres.

18. Influence de la répartition angulaire des paires de matérialisation. — Il nous restait pour caractériser l'effet de paires de matérialisation à étudier la répartition angulaire

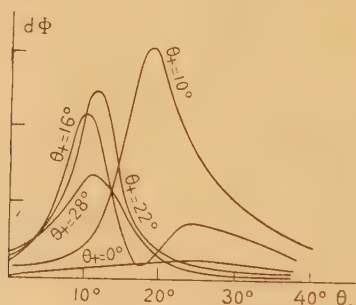


Fig. 14.

entre les membres de la paire et la direction du rayonnement.

H. Adams ⁽¹⁾ en utilisant des compteurs de Geiger-Müller disposés « en coïncidences » de part et d'autre de la direction du quantum $h\nu = 2,62$ Mev de ThC'' trouve un maximum de coïncidence, c'est-à-dire de paires pour un angle de 30° entre les électrons, cet angle admettant la direction du rayonnement comme bissectrice. G. Burkhardt ⁽²⁾ en reprenant l'équation différentielle de la section efficace, donnée page 8, et en l'étudiant pour les diverses valeurs possibles des angles θ_+ et θ_- entre les électrons positifs et négatifs et le quantum trouve le graphique (fig. 14).

⁽¹⁾ H. ADAMS. *Phys. Zeit.*, **38** (1937), 817.

⁽²⁾ G. BURKHARDT. *Phys. Zeit.*, **38** (1937), 831.

Ce graphique n'est pas en accord absolu avec les expériences de H. Adams, cependant il indique la possibilité d'un certain nombre de maxima de la section efficace pour divers couples de valeurs des angles θ_+ et θ_- . En particulier on observe un maximum pour $\theta_+ = 16^\circ$, $\theta_- = 10^\circ$. Si nous rapportons ceci à l'étude des paires telle que le permet le spectrographe à focalisation réalisé, nous voyons que les électrons qui pénètrent dans l'appareil peuvent faire n'importe quel angle avec le quantum qu'ils a créé. En particulier, puisqu'il y a un maximum net pour un angle de 15° entre l'électron et le quantum on peut admettre que l'électron observé fera toujours un angle de 15° avec son quantum.

Ceci ne nous permet pas d'expliquer pourquoi les pics que nous observons sont plus étroits que la théorie ne l'indique. Il serait intéressant, et nous nous proposons de le faire, de chercher à voir si cet effet de répartition angulaire ne produirait pas un rétrécissement de la courbe de répartition d'énergie (fig. 4, p. 10).

DEUXIÈME PARTIE

CHAPITRE PREMIER

Réalisation d'un spectrographe pour la mesure des rayonnements γ de très hautes fréquences, par la méthode des paires de matérialisation.

Les buts que nous avons poursuivis en réalisant ce spectrographe étaient : 1° de pallier aux électrons et positons parasites qui se superposaient à ceux qui constituaient le faisceau dévié, pour donner en quelque sorte un fond continu qui risquait de masquer les phénomènes faibles ; 2° d'augmenter la limite supérieure des énergies à explorer.

1. Principe du spectrographe. — Dans ce dispositif tout électron issu d'une région immédiatement voisine du foyer F_1 , que nous pourrions appeler le « foyer-source » et atteignant le foyer-récepteur F_2 traverse simultanément (à 10^{-9} sec. près) les deux compteurs et détermine par suite l'apparition simultanée de deux effluves dans ceux-ci. Le dispositif d'enregistrement, que nous décrirons plus loin et qui se nomme « sélecteur », ne fonctionne que lorsque précisément cette concordance a lieu. De sorte que ne sera enregistré que l'électron qui aura décrit le fuseau de déviation F_1PF_2 dessiné par construction. Tout électron parasite qui prendra naissance dans les régions F_1P ou PF_2 et qui dévié par le champ magnétique suivant un rayon quelconque frappe le compteur C_2 , y détermine un effluve, qui ne sera

pas compté puisqu'il ne se passera rien simultanément dans le compteur C_1 .

Ainsi donc le rayon de courbure R de ce qui sera compté est-il bien connu. Le fond continu d'électrons de toutes énergies possibles qui constituait le zéro de l'ancien appareil est alors considérablement réduit

L'inconvénient d'un tel montage est que les électrons issus du radiateur de plomb R , doivent traverser deux fois les

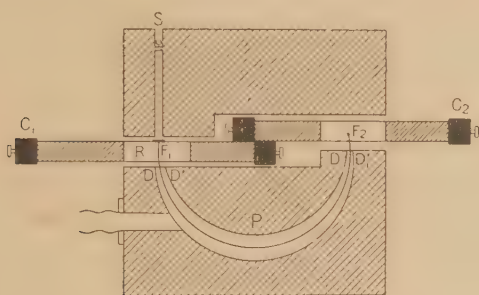


Fig. 15.

parois du compteur. Il en résulte une perte car un certain nombre subissent par ce fait une déviation et sortent de l'angle solide efficace. D'autre part ils subissent une perte d'énergie dans la traversée des parois. Il sera tenu compte de cette perte d'énergie pour chaque électron, correspondant à un intervalle d'énergie donné. Nous noterons de plus que le compteur de Geiger-Müller étant en ferro-chrome, l'influence du champ magnétique à l'intérieur y est petite. On peut en première approximation supposer que les électrons issus de R et passant par F_1 se propagent en ligne droite. F_1 étant placé sur la paroi de sortie du compteur, ils subissent alors à l'extérieur la focalisation.

Notons enfin que le compteur de Geiger en ferro-chrome produit par sa présence une déformation des lignes de force

du champ magnétique au voisinage de ses parois. Une telle déformation revient à introduire un angle entre le champ et la direction de propagation de l'électron et par suite à produire un enroulement en hélice de l'électron sur sa trajectoire. Il en résulterait une moins bonne précision sur la détermination de son énergie. L'examen des lignes de force du champ au voisinage du compteur montre cependant que si l'on se tient sur la paroi de celui-ci à proximité des points de contact des lignes de force supposées non déviées, avec le cylindre du compteur, l'influence d'une déviation possible devient très petite. Nous verrons qu'afin d'éliminer une cause d'incertitude possible nous ferons l'étalonnage de l'appareil avec un rayonnement d'énergie connue.

2. Description de la boîte de déviation. — Cette boîte est en laiton massif de première coulée. Le fuseau de déviation DD' , P , D_1 D'_1 a été fraisé dans la masse. Un couvercle et des fenêtres en cellophane en DD' et D_1 D'_1 mastiquées au vacoplast, permettent un vide de 0 mm. 001 de mercure. Ses dimensions sont 200 mm. de longueur, 100 mm. de hauteur et 25 mm. d'épaisseur. Elle est disposée à force dans un entrefer de 25 mm. d'épaisseur et dont les masses polaires cylindriques ont 200 mm. de diamètre.

Les compteurs C_1 et C_2 sont placés perpendiculairement aux lignes de force du champ magnétique. Les centres de leurs parties utiles sont placés aux foyers F_1 et F_2 . A condition que les ressorts des filaments et les cylindres en ferrochrome soient dans la partie uniforme du champ ils ne sont soumis à aucune force et supportent des champs allant jusqu'à 16 000 gauss.

Le radiateur en plomb de 0 mm. 1 d'épaisseur est placé sur la paroi même du compteur C_1 . Des masses en plomb permettent de protéger l'un et l'autre compteur contre l'action directe des rayons γ .

La source est placée à 10 cm. de la paroi du compteur C_1

à l'extrémité d'un collimateur en plomb de 10 cm. de long et de 2 mm. de diamètre. Les compteurs de Geiger-Müller sont des compteurs « Philips », en ferro-chrome. La partie utile du cylindre est de 40 mm., son diamètre 10 mm. et son épaisseur 100 μ . La densité de l'alliage est de 7. Ils fonctionnent sous une tension de 1 200 volts avec un palier de 200 volts. Ils sont capables de suivre 500 impulsions à la seconde, pendant plusieurs heures, sans détérioration apparente.

3. Limites du domaine d'énergie exploré. — La limite inférieure d'énergie des électrons qu'on peut étudier avec cet appareil est donnée par l'énergie des électrons qui peuvent traverser trois épaisseurs de ferro-chrome de 100 μ .

Ceci correspond à 560 000 ev.

La limite supérieure est fixée par le champ maximum que peut donner l'électro aimant. Nous avons vu que l'entrefer avait une épaisseur de 25 mm. et que les pièces polaires cylindriques avaient 200 mm. de diamètre. La saturation commence à 12 000 gauss, mais la pente de la courbe $H = f(I)$ permet de pousser le champ jusqu'à 16 000 gauss tout en gardant encore une précision de 1 0/0 sur celui-ci. Le rayon de courbure du spectrographe était de 70 mm., le HR maximum est donc de 112 000 gauss-cm. Ceci correspond à des électrons d'énergie 31,2 Mev. Ceci donne, pour la mesure des photons par la méthode des paires de matérialisation, la possibilité de mesurer des quanta jusqu'à 63 Mev.

4. Description du sélecteur à coïncidences. — Nous avons déjà vu, dans la première partie de ce travail, un schéma dû à Neher et Pickering, qui permettait de couper l'effluve disruptif, qui prenait naissance dans le compteur de Geiger-Müller, lors du passage d'une particule chargée. Ce dispositif avait été choisi de préférence au schéma de Neher et Harper que nous allons décrire parce que le cylindre extérieur du

compteur était à la terre. Ceci était favorable pour le dispositif spectrographique alors employé. Dans le nouveau spectrographe réalisé (voir fig. 14), les compteurs sont à l'air libre, il n'y a plus à craindre de décharges sous le vide frappant leurs parois. Grâce au montage de Neher et Harper, la durée de la décharge dans le compteur, qui était de $1/3\ 000$ sec., passe à $1/10\ 000$ sec. Ceci est avantageux pour la réalisation du montage dit « en coïncidences ». D'ailleurs le dispositif de Neher et Pickering se prêtait difficilement à un tel montage.

Dans le dispositif de Neher et Harper (¹), la lampe de blocage, une penthode 6J7, est montée de telle façon que le compteur de Geiger-Müller se trouve disposé en parallèle entre la grille de commande et la plaque. Celle-ci est portée à la haute tension de $+ 1\ 200$ volts, qui alimente le compteur, par l'intermédiaire d'une résistance de $2\ \Omega$. La grille reliée au cylindre du compteur est polarisée à $- 5$ volts et a une résistance de fuite de $4\ \Omega$. La polarisation de grille est telle que la lampe est bloquée lorsque le compteur est au repos. Lorsque sous l'influence d'une particule chargée une décharge se produit dans le compteur, une impulsion positive est communiquée à la grille et allume la lampe. Le courant anodique, qui prend naissance, produit une chute de tension dans la résistance anodique de $2\ \Omega$ et abaisse la tension du compteur en dessous de la tension critique de décharge disruptive. On peut d'une autre façon expliquer ce blocage en disant que la lampe, lors de son allumage, court-circuite le compteur, par suite de sa résistance interne, qui est beaucoup plus faible que celle de ce dernier. La décharge du compteur étant coupée la lampe revient au repos, c'est-à-dire à l'état de courant anodique nul, grâce à la polarisation de grille de $- 5$ volts.

Un tel montage, qui permet de couper la décharge du

(¹) NEHER et HARPER. *Phys. Rev.*, 49 (1936), 940.

compteur en 1, 10 000 sec., présente l'inconvénient de soumettre la lampe et certaines capacités et résistances à une tension de + 1 200 volts. L'emploi de matériel de très bonne qualité est nécessaire.

Le montage de coïncidences employé est du type Rossi classique. Il est adapté à l'emploi de lampes penthodes modernes.

Nous nous sommes inspiré pour cette réalisation du montage que M. S. Gorodesky a réalisé au laboratoire de

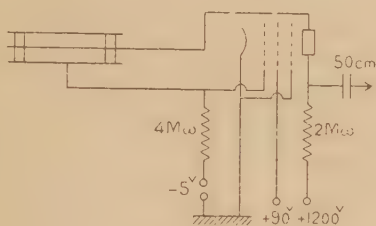


Fig. 16.

Physique de l'Ecole Polytechnique, pour les sélecteurs à rayons cosmiques et dont il a bien voulu nous faire profiter. L'explication sommaire de ce montage est la suivante : chaque compteur de Geiger-Müller est relié à une penthode de blocage du type Neher-Harper. Les impulsions négatives qui prennent naissance dans les circuits plaques de chacune de ces lampes sont envoyées séparément sur la grille d'une autre penthode, du type 6J7, montée en relais. Les plaques de ces deux lampes sont directement connectées entre elles. Il s'ensuit que lorsqu'une impulsion prend naissance dans un seul compteur, elle provoque dans la deuxième lampe, dite lampe de coïncidence une augmentation de résistance interne. Aucune tension n'apparaît sur la plaque parce que l'autre lampe constitue toujours un court-circuit. Par contre si deux décharges prennent naissance simultanément dans chaque compteur, les lampes de coïncidences auront

une impulsion sur deux permet de suivre 20 coïncidences par seconde. L'ensemble du montage est alimenté par courant alternatif, après redressement et après filtrage par deux cellules. Les différents circuits sont très soigneusement découplés. Les tensions sont stabilisées par lampes au néon.

La haute tension est obtenue par redressement sur les deux phases d'une tension alternative de 2000 volts. Le filtrage est assuré par trois cellules de selfs et capacités. La stabilisation est obtenue en ne prenant qu'une partie de la puissance disponible, l'autre partie étant dissipée en permanence. Des lampes au néon en série, assurent finalement une stabilité de 0,1 o/o.

5. Application à la mesure de la raie $h\nu = 2,62$ Mev de $\text{ThC}'' \rightarrow \text{ThD}$. — Nous avons appliqué ce nouveau dispositif

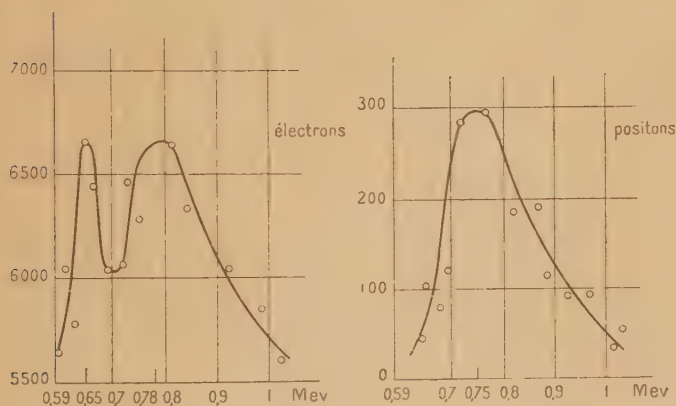


Fig. 18.

spectrographique à l'étude de la raie γ , $h\nu = 2,62$ Mev, qui apparaît lors de la transformation $\text{ThC}'' \rightarrow \text{ThD}$.

Sur une valeur connue, nous pouvons ainsi nous rendre compte de la précision de la méthode et vérifier, en même

temps, si le désaccord signalé avec la théorie de Bethe et Heitler subsistait.

La source utilisée était un tube de radiothorium de 3,2 mc, disposés au point S, comme l'indique la figure 15.

Comme précédemment, chaque point du spectre étudié le fut pendant dix minutes et l'exploration recommencée dix fois. L'exploration des spectres d'énergie des électrons et des positons nous donna les deux courbes de la figure 18. Ces courbes sont les moyennes de dix courbes semblables.

Dans le spectre des positons nous trouvons un pic dont l'énergie est 0,75 Mev et dans le spectre des électrons un pic dont l'énergie est de 0,78 Mev. La demi-valeur de l'énergie totale des paires qui proviendraient de $h\nu = 2,62$ Mev serait 0,8 Mev. On voit que l'élément négatif s'en éloigne peu et la différence entre les énergies des éléments positifs et négatifs serait de 0,03 Mev. Ainsi donc ces deux pics représentent la répartition d'énergie dans le spectre des éléments positifs et négatifs des paires créées par la raie γ de 2,62 Mev.

La valeur expérimentale trouvée est alors de 2,55 Mev avec une erreur relative de 0,02 par rapport à la valeur connue. Nous avons vu qu'il n'était pas possible d'espérer une meilleure précision.

Le pic, qui accompagne celui d'énergie 0,78 Mev du spectre des électrons, représente la répartition d'énergie des électrons de recul de 0,726 Mev (valeur donnée par Ellis), qui apparaît dans la transformation $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}'$. La valeur expérimentale est 0,730 Mev, en bon accord avec la valeur connue.

L'examen de la largeur des pics trouvés montre que celle-ci est plus petite que ne le laisserait penser la théorie de Bethe et Heitler. D'autre part l'épaisseur de plomb de 0 mm. 2 du radiateur est en plus une cause d'élargissement non négligeable. De sorte qu'en définitive nous trouvons dans ce cas, comme dans celui de la réaction $\text{Cl}(\alpha, p)\text{A}$, une étroitesse en contradiction avec la théorie.

CHAPITRE II

Utilisation du spectrographe en présence d'un générateur à neutrons.

Nous avons utilisé le générateur de neutrons de 300 KV, du laboratoire des Rayons X. Ce générateur fonctionne suivant la réaction nucléaire $\text{Li}^7(d, n)\text{Be}^8$.

Nous avons disposé le spectrographe de façon que sa fenêtre d'entrée soit à 30 cm. de la cible en lithium du générateur. Afin d'éviter que le rayonnement γ émis par la cible n'affole les compteurs, nous avons interposé 30 cm. de plomb entre la cible et le radiateur de plomb de 0 mm. 2 d'épaisseur recouvrant la fenêtre d'entrée. Les rayons γ émis par la cible peuvent provenir de divers processus :

a) $\text{Li}^6 + \text{H}^2 \rightarrow \text{Li}^7 + \text{H}^1$. — On observe deux groupes de protons de parcours 27 cm. 2 et 31 cm. 4. Le parcours 27 cm. 2 indique un niveau d'excitation dans Li^7 de 0,44 Mev et par suite l'émission d'un quantum γ de même valeur. Le générateur émettra donc un rayonnement γ de 0,44 Mev.

b) $\text{Li}^7 + \text{H}^1 \rightarrow \text{Be}^8 + h\nu$. — L'hydrogène lourd employé pour produire des deutons n'est pur qu'à 0,001, de sorte que les impuretés d'hydrogène léger peuvent donner naissance à cette réaction. D'autre part Bothe et Genter ⁽¹⁾ signalent une résonance à 0,2 Mev. De sorte que le générateur peut émettre un rayonnement de $h\nu = 17,1$ Mev ⁽²⁾. Enfin Gaertner et Crane ⁽³⁾ trouvent que cette réaction peut aussi donner lieu

(1) BOTHE et GENTER. *Zeits. f. Phys.*, **104** (1937), 685.

(2) DELSASSO, FOULER et LANNTSEN. *Phys. Rev.*, **51** (1937), 391.

(3) GAERTNER et CRANE. *Phys. Rev.*, (1937) **51**, 4.

à l'émission de raies γ de 14,5 Mev, 11 Mev et 8,5 Mev.

c) *Les réactions* (n, γ). — Quoique les compteurs de Geiger-Müller soient protégés contre les effets des rayons γ émis par le générateur, par une épaisseur de 30 cm. de plomb, ceux-ci soit directement, soit par leurs électrons de recul, produisent dans chaque compteur des impulsions fortuites, qui atteignent plusieurs centaines à la seconde. Le système de coïncidences ramène ces impulsions à 20 impulsions fortuites et simultanées par minute. Ceci représente le zéro d'un compteur en l'absence de toute influence radioactive. Les impulsions des compteurs sont constamment surveillées grâce à un oscillographe cathodique, afin de s'assurer que les compteurs, soumis à un nombre aussi grand de décharges, ne s'amorcent pas en décharge continue. Ces compteurs sont d'ailleurs capables de fonctionner plusieurs heures dans ces conditions, sans se détériorer.

C'est dans ces conditions que nous avons étudié le rayonnement émis par le générateur.

L'exploration du spectre d'énergie des positons et des électrons est obtenue en étudiant chaque point pendant 5 minutes. Le nombre de ces points a été choisi de façon que leur intervalle corresponde à une différence relative d'énergie de 0,01. L'étendue du domaine exploré va de 5 Mev à 31 Mev.

De 20 à 30 Mev le spectre semble indiquer quelques raies de grandes énergies, que nous nous proposons d'étudier plus soigneusement.

Nous avons pu étudier soigneusement la région qui s'étend de 5 Mev à 20 Mev.

Le spectre positif montre trois pics pour les énergies : 9,6 Mev, 12,1 Mev et 15,4 Mev.

Le spectre négatif montre trois pics pour les énergies : 8,5 Mev, 12 Mev et 17,6 Mev.

Ces valeurs semblent, à la précision des mesures près, se correspondre dans les deux spectres.

Ces trois pics ne semblent pas être liés à l'émission de neutrons car ils restent sensiblement inchangés, lorsqu'on interpose de la paraffine, pour ralentir les neutrons.

Les hypothèses que l'on considère sont au nombre de deux :

a) On se trouve en présence de paires de matérialisation et les énergies correspondantes seraient de 19 Mev, 25 Mev, 34 Mev.

Nota. — Les abscisses des figures 19 ne sont pas linéaires en énergies. En effet, ces courbes ont été tracées pour chercher s'il existait des coïncidences de pics dans les deux spectres. L'abscisse réelle est proportionnelle au courant passant dans l'électro-aimant, pour une question de commodité expérimentale. Il s'ensuit qu'à partir de la valeur de courant à laquelle correspond l'énergie 12 Mev, la saturation du champ se fait sentir, en étalant les valeurs d'énergies. Nous avons préféré donner l'énergie correspondant à un pic déterminé.

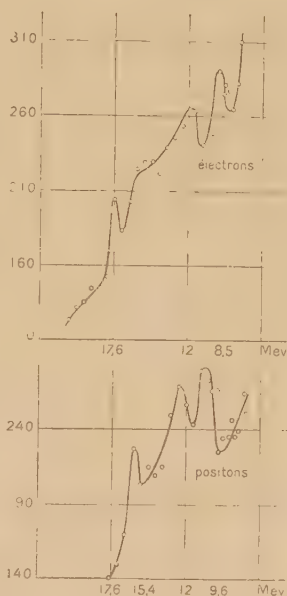


Fig. 19.

La valeur de 19 Mev pourrait être rapprochée du quantum de 17,1 Mev de la réaction $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8$. L'erreur serait de 0,1 ce qui n'est pas impossible.

Les deux autres quanta ont des valeurs élevées et il serait actuellement difficile de les attribuer à une réaction connue.

b) Nous avons pensé que chacun des trois pics représentait

peut-être l'énergie de la raie, à l'énergie de matérialisation près, et ceci aussi bien dans le spectre positif que dans le spectre négatif. Ce point de vue s'appuie sur la forme de la courbe de répartition d'énergie entre les membres de la paire (voir fig. 4). En effet pour des quanta élevés, celle-ci montre deux maxima, qui correspondent au cas où l'un des membres de la paire prend toute l'énergie. Au cas où cette hypothèse serait justifiée nous aurions alors trois raies : 17,5 Mev, 12,5 Mev, 10 Mev. Ces trois valeurs se rapprochent des quanta : 17,1 Mev, 14,5 Mev, 11 Mev trouvés dans la réaction $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8$ pour la résonance 0,2 Mev des protons.

Nous nous proposons de poursuivre l'étude d'un tel spectre, car en plus de l'intérêt que présente cette mesure du rayonnement γ de la réaction $\text{Li}^7(p, \gamma)$ par cette méthode, nous aurions là un exemple de matérialisation par paires, où l'un des membres prend toute l'énergie.

CONCLUSIONS

L'emploi d'un spectromètre à focalisation magnétique, associé à un compteur de Geiger-Müller, comme récepteur, nous a permis d'étudier le spectre d'énergie des positons émis par les corps bombardés par les particules α d'une faible préparation de polonium. Ce résultat a pu être obtenu en explorant le spectre un grand nombre de fois et en faisant la moyenne. Une comparaison avec d'autres mesures, effectuées en utilisant des sources infiniment plus intenses, permet de trouver que l'accord est satisfaisant. Cette méthode a permis aussi de trouver l'énergie d'un rayonnement γ nucléaire, émis lors de la réaction $\text{Cl}_{17}^{35}(\alpha, p)\text{A}_{18}^{38}$. Pour cela nous avons utilisé la mesure séparée des énergies des paires de matérialisation, formées d'un électron et d'un positon.

En utilisant un système de deux compteurs de Geiger-Müller, afin d'éliminer les électrons parasites de rayons de courbure mal définis, nous avons vérifié cette méthode par paires de matérialisation sur le rayonnement γ de 2,62 Mev de la transformation $\text{ThC}'' \rightarrow \text{ThD}$. L'accord a été de 2 o/o.

Ce mode de mesure des énergies de rayonnements γ , en utilisant les paires de matérialisation, semble être très intéressant pour les énergies supérieures à 2 Mev.

Nous avons pu, par le même moyen, étudier le rayonnement γ émis par un générateur de neutrons de 300 KV et trouver une série de raies de grandes énergies, dont nous nous proposons de poursuivre l'étude.

Je dois à l'extrême bienveillance de M. Maurice de Broglie d'avoir pu poursuivre ces expériences au laboratoire des Rayons X. Ses précieux conseils m'ont guidé dans ces délicates méthodes de physique nucléaire. Je tiens à lui exprimer ma très vive reconnaissance.

Je remercie Louis Leprince-Ringuet qui m'a si souvent aidé de ses conseils amicaux.

Je dois à la Caisse Nationale de la Recherche Scientifique d'avoir pu continuer ces travaux.

Enfin, je remercie amicalement M. Paul Ferrand, aide technique à la Caisse Nationale de la Recherche Scientifique, pour l'aide qu'il m'a apportée, en réalisant de façon remarquable les appareils utilisés dans ce travail.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Etude chimique des radio-éléments formés
par rupture explosive des atomes d'uranium.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 24 Novembre 1940.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris.

J. CARCOPINO.

